

QCD 求和规则的张量胶子球(2^{++})的质量*

卢 娟¹, 周丽娟¹, 朱基珍¹, 马维兴^{1,2}

(1 广西工学院信息与计算科学系, 广西 柳州 545006;

2 中国科学院高能物理研究所, 北京 100039)

摘 要: 利用量子色动力学求和规则计算了张量胶子球(2^{++})的质量, 其结果与北京正负电子对撞机的 BES 实验组和 MARK III 实验组的测量结果一致, 表明张量胶子球的质量约 2.23 GeV 左右.

关键词: 量子色动力学; 量子色动力学求和规则; 张量胶子球

中图分类号: O413; O572.2 **文献标识码:** A

1 引言

按照强相互作用的基本理论量子色动力学(QCD), Fritzsche 和 Gell-Mann^[1]等首先预言了胶子球的存在. 后来重夸克的发现和 J/ψ , T 等粒子湮没^[2]的胶子机制, 推动了胶子球理论研究的新发展. 进入 20 世纪 80 年代后, 理论物理学家试图用胶子流所构成的各种两点函数^[3]来讨论胶子球的性质, 后来大家认为: 在相应的谱密度中任何一个引人注目的峰都必须解释为一个胶子球, 因为只有这样解释在量子场论中才是自洽的、正确的.

现在, 有许多关于胶子球能谱的 QCD 研究. 例如 QCD 求和规则近似^[4]、格点 QCD 计算^[5]等. 格点 QCD 的计算已经表明基态应是质量为 1.5—1.7 GeV 的标量胶子球, 而张量胶子球态的质量大约是在 2.2 GeV 附近.

在实验上, 除早期观察到的奇异衰变道^[6]之外, 北京正负电子对撞机的北京谱仪合作小组也观察到了张量胶子球态 $\xi(2\ 230)$ 的非奇异衰变方式^[7], 在 $\xi(2\ 230)$ 的每一种衰变方式中观察到的相对强度具有明显的味道对称性. 这种对称性是胶子球态的最重要特征之一. 随着胶子球研究的新发展, 特别是在非奇异道中一个宽度仅为 20 MeV 的张量胶子球 $\xi(2\ 230)$ 的发现引起了理论和实验上对胶子球研究的很大兴趣. 现在有许多关于 $\xi(2\ 230)$ 性质的猜测: 有人认为它是一个高自旋 $s\bar{s}$ 态^[8], 或是一个多夸克态^[9]、 $\Lambda\bar{\Lambda}$ 束缚态^[10]、色中性的标量

束缚态^[11]等; 而另一些人认为它是一个夸克胶子的混合态^[12], 或者是一个纯的胶子球态^[13]. 我们认为目前最重要的理论工作应集中在如何定量化实验上可以观察到胶子球的征兆上来, 例如, 质量、分支比、衰变宽度和衰变的味道对称性等. 本文用 QCD 求和规则近似研究张量胶子球(2^{++})的质量.

2 QCD 谱求和规则近似

应用 QCD 求和规则的动机是想从渐进自由出发来解决 QCD 的束缚态问题, 即从短距离的物理现象出发去研究长距离的物理现象. 在长距离处, 非微扰效应开始变得重要, 渐进自由将不复存在, 而且作为夸克、胶子永远被禁闭在强子之中的反映, 共振态随机出现. QCD 求和规则方法的基础是手征对称性自发破缺、二重性(duality)和渐进自由地有机结合. 它的出发点是两个或多个流的编时积的 Wilson 算符乘积展开^[14]. 在微扰区, 这个方法已经被证明是对的. 但是在非微扰区, 它的正确性还没有得到严格的证明.

为了说明 QCD 求和规则, 作为一个例子, 我们通过考虑两点关联函数(或称为关联子)来研究核子的质量. 两点函数产生了真空极化算子^[15]

$$\Pi_{\alpha\beta}(q) \equiv i \int d^4x e^{iqx} \langle 0 | T \{ \eta_\alpha(x) \bar{\eta}_\beta(0) \} | 0 \rangle, \quad (1)$$

收稿日期: 2002 - 01 - 17; 修改日期: 2002 - 07 - 08

* 基金项目: 国家自然科学基金资助项目(19975053, 19835010, 10075081)

作者简介: 卢 娟(1967—), 女(汉族), 广西南宁人, 副教授, 从事教学和理论物理的研究工作.

其中, $|0\rangle$ 是非微扰的物理真空态, $\eta_a(x)$ 是具有核子量子数的插入函数, 是由夸克场所构成^[16].

有两种方法计算(1)式中的关联函数 $\Pi_{\alpha\beta}(q)$: 即 QCD 的理论近似(算符乘积展开)和经验的谱描述. 在完成了两种计算及波瑞尔(Borel)变换之后, 应用二重性的假设把两种计算的结果等同起来, 再抽出我们感兴趣的物理参数.

2.1 QCD 的理论近似

理论方法是 QCD 求和规则近似. 基于 Wilson 算符乘积展开^[17]:

$$i \int d^4x e^{iq \cdot x} T \{ \eta_a(x) \bar{\eta}_b(0) \} = \sum_n C_n^{\alpha\beta}(q, \mu) \hat{O}_n(\mu), \quad (2)$$

式中 $C_n^{\alpha\beta}(q, \mu)$ 是动量空间的系数, 称之为 Wilson 系数, 它只依赖外部动量. $\hat{O}_n(\mu)$ 是由夸克场和胶子场构成的定域算符. 引进的参数 μ 为动量的重整化点, 即动量大于 μ 的区域的物理就包含在系数函数 $C_n^{\alpha\beta}(q, \mu)$ 中, 而动量小于 μ 的区域的物理出现在算符 $\hat{O}_n(\mu)$ 中. 研究表明要清楚地应用算符乘积展开, 必须定义展开式的系数函数和复合算符.

2.2 关联函数的唯象描述

在 QCD 求和规则分析中, 基本问题是内插函数场的谱密度, 关联函数的谱密度是基于色散关系而产生的. 洛伦兹不变和宇称守恒表明关联函数具有以下的狄拉克结构^[18]:

$$\Pi_{\alpha\beta}(q^2) = \Pi_s(q^2) \delta_{\alpha\beta} + \Pi_q(q^2) q_{\alpha\beta}, \quad (3)$$

其中 Π_s 和 Π_q 都是 q^2 的洛伦兹标量函数. 对每一个标量函数 $\Pi_s(q^2)$ 和 $\Pi_q(q^2)$ 都有一个独立的求和规则. 每一个不变函数 $\Pi_i(q^2)$ ($i = \{s, q\}$) 表示式都有类似的色散关系:

$$\Pi_i(q^2) = \int_0^\infty ds \frac{\rho_i(s)}{s - q^2} + q \text{ 的多项式}, \quad (4)$$

这里 $\rho_i(s)$ 定义为

$$\rho_i(s) = \frac{1}{\pi} \text{Im} \Pi_i(s), \quad (5)$$

其中 $\text{Im} \Pi_i(s)$ 通过光学定理与总截面联系在一起. 若把(2)式表示的 Wilson 算符乘积展开所计算的关联函数 $\Pi_{\alpha\beta}(q^2)$ 表示为 $\Pi_{\alpha\beta}^{\text{RHS}}(q^2)$, 而把(4)式中所表示的色散关系所计算的唯象的关联函数 $\Pi_{\alpha\beta}(q^2)$ 表

示为 $\Pi_{\alpha\beta}^{\text{LHS}}(q^2)$, 那么由二重性的假设知 $\Pi_{\alpha\beta}^{\text{LHS}}(q^2)$ 和 $\Pi_{\alpha\beta}^{\text{RHS}}(q^2)$ 应该相等^[19], 即

$$\Pi_{\alpha\beta}^{\text{LHS}}(q^2) = \Pi_{\alpha\beta}^{\text{RHS}}(q^2). \quad (6)$$

(6)式表明, 令在类空空间计算的算符乘积展开的关联函数和谱函数展开相等就产生了一组求和规则. 然而, 应该强调指出, 方程(6)只是在大动量 Q^2 处才是有用的. 方程(6)两边的级数的收敛性并不很好, 为了改进它们的收敛性, 我们对方程(6)所示的两边应用波瑞尔(Borel)变换^[20], 即

$$\hat{L}_M \Pi_{\alpha\beta}^{\text{LHS}}(q^2) = \hat{L}_M \Pi_{\alpha\beta}^{\text{RHS}}(q^2), \quad (7)$$

这里, \hat{L}_M 是波瑞尔变换算符. 在进行了 Borel 变换之后, (7)式两边的收敛性就大大地改进了.

在对每一个不变函数的色散关系进行了 Borel 变换之后, 我们就得到了

$$\Pi_i(M^2) = \int_0^\infty ds e^{-s/M^2} \rho_i(s), \quad (8)$$

这里 M 是 Borel 质量, 它近似于核子的质量 M_N . 因此从(8)式得知高阶质量项对积分方程(8)的贡献就指数式地大大地压低了.

令算符乘积展开的 Borel 变换和唯象描述的 Borel 变换相等产生了一种关系——QCD 谱求和规则. 有关细节参看文献[21].

3 QCD 求和规则预言的张量胶子球(2⁺⁺)的质量

现在, 我们利用在第 2 节所介绍的方法来研究张量胶子球(2⁺⁺)的质量 $M_{2^{++}}$. 从 QCD 真空产生的张量胶子球 $\xi(2\ 230)$ 的张量流是^[21]

$$\theta_{\mu\nu}^c = -G_{\mu\alpha}^a(x) G_{\alpha\nu}^a(x) + \frac{1}{4} g_{\mu\nu} G_{\alpha\beta}^a(x) G_{\alpha\beta}^a(x), \quad (9)$$

其中 $G_{\mu\nu}^a$ 是胶子的场强张量, $\theta_{\mu\nu}^c(x)$ 是总的能动量张量, 它是守恒量, 即 $\partial_\mu \theta_{\mu\nu}^c(x) = 0$. 相应的两点函数定义为

$$\Pi_{\mu\nu, \mu'\nu'} = i \int d^4x e^{iq \cdot x} \langle 0 | T \{ \theta_{\mu\nu}^c(x), \theta_{\mu'\nu'}^c(0) \} | 0 \rangle. \quad (10)$$

因为我们感兴趣的是在两个胶子(gg)所形成的共振态的区域, 所以从一开始就在低重整化点归一化了流 $\theta_{\mu\nu}^c(x)$, 此时与夸克的混合可忽略不计. 现在,

进入算符乘积展开的算符是

$$i \int d^4 x e^{iq \cdot x} T \{ \theta_{\mu\nu}(x), \theta_{\mu'\nu'}(0) \}_{q \rightarrow \infty} = C_{\mu\nu, \mu'\nu'}^{(0)}(q) I + C_{\mu\nu, \mu'\nu'}^{(1)}(q) g^2 G_{\alpha\beta}^a G_{\alpha\beta}^a + C_{\mu\nu, \mu'\nu'}^{(2)} g^3 f^{abc} G_{\mu\alpha}^a G_{\mu\beta}^a G_{\beta\mu}^c + \dots, \quad (11)$$

方程(11)中的 I 表示单位算符, f^{abc} 是色 $SU(3)$ 的结构常数. 系数 $C_{\mu\nu, \mu'\nu'}^{(0)}$ 是由图 1 中的 Feynman 图决

定的. 对 $i \geq 1$ 的其它 $C_{\mu\nu, \mu'\nu'}^{(i)}$ 系数, 与其相应的夸克流的项相比, 参数化地被加强了. 的确, 像图 2 所示, 存在着能直接被流 $\theta_{\mu\nu}^a$ 所感应到的非微扰长程真空场. 因此, 按照我们的定义, 如果 $i \geq 1$, 那么 $C_{\mu\nu, \mu'\nu'}^{(i)} \sim \alpha_s^{-1}$. 换句话说, 系数 $C_{\mu\nu, \mu'\nu'}^{(i)}$ 的主要项由图 2 决定. 展开系数的 Born 性质大大地简化了计算, 并且表明可以用胶子流作为工作的出发点.

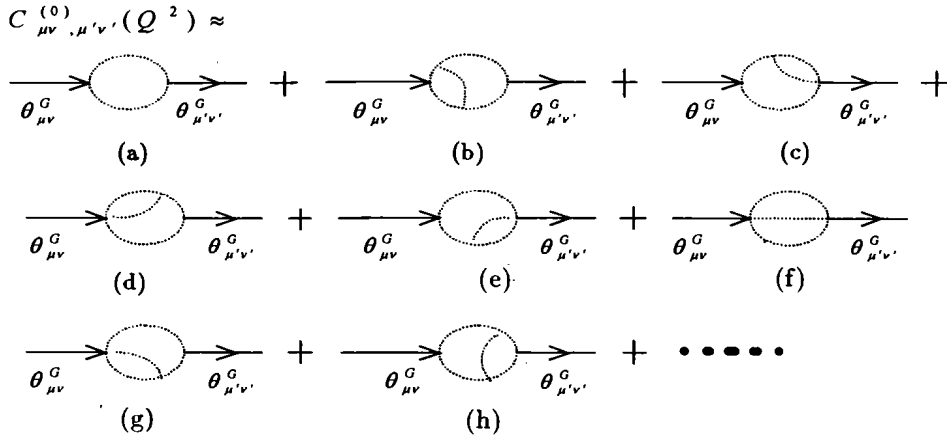


图 1 胶子的两点函数中单位算符前边的系数 $C_{\mu\nu, \mu'\nu'}^{(0)}$ 的 Feynman 图

(a)裸圈图, (b)–(h)为 α_s 的修正项; \dots 表示夸克, \longrightarrow 表示胶子.

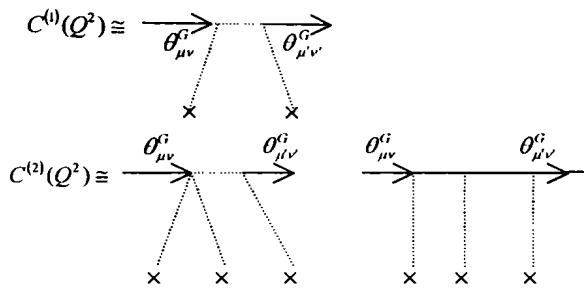


图 2 与真空场的相互作用
 \times 表示长程真空涨落湮灭的软线.

如果限制在只考虑主要的低级项的贡献, 那么两点关联函数 $\Pi_{\mu\nu, \mu'\nu'}(q)$ 可以写为

$$\Pi_{\mu\nu, \mu'\nu'}(q) = q^4 \eta_{\mu\nu, \mu'\nu'} T(Q^2), \quad (12)$$

其中

$$T(Q^2) = T_0(Q^2) + T_1(Q^2) + \dots, \quad (13)$$

这里 $Q^2 = -q^2$. 在(12)式中我们抽出了横向的运动学结构因子

$$\eta_{\mu\nu, \mu'\nu'} = \eta_{\mu\mu'} \eta_{\nu\nu'} + \eta_{\mu\nu} \eta_{\mu'\nu'} - \frac{2}{3} \eta_{\mu\nu} \eta_{\mu'\nu'}, \quad (14)$$

$$\text{其中} \quad \eta_{\mu\nu} = g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{q^2}. \quad (15)$$

事实上, $\eta_{\mu\nu, \mu'\nu'}$ 表示了自旋为 2 的密度矩阵. 在方程(12)中因子 q^4 的引入保证了在 $q=0$ 时没有运动学上的奇异点出现.

方程(11)是一个算符方程. 因此, 它不仅适用真空矩阵元, 而且也适用于任何一个外场. 如果方程(11)的算符展开存在, 我们就没有理由怀疑它的正确性. 那么, 这就意味着方程(11)中系数

$$C_{\mu\nu, \mu'\nu'}^{(1)} = C_{\mu\nu, \mu'\nu'}^{(2)} = 0. \quad (16)$$

原因是每一个维数为 $d=4$ 和 $d=6$ 的项在一般情况下是用一个单胶子算符来表示的, 不存在由胶子凝聚而对 $T(Q^2)$ 级数的 Q^{-4} 和 Q^{-6} 项的修正. 因为它们是从 Q^{-8} 的项开始的, $T(Q^2)$ 的具体表达式是

$$T(Q^2) = T_0(Q^2) + C_1 \frac{1}{Q^4} \langle g^2 G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a \rangle + C_2 \frac{1}{Q^6} \langle g^3 f^{abc} G_{\mu\nu}^a G_{\nu\alpha}^a G_{\alpha\mu}^c \rangle + \frac{5g^2}{12} \frac{1}{Q^8} \langle 2O_1 - O_2 \rangle \frac{C_1 = C_2 = 0}{T_0(Q^2)} + \dots$$

$$\frac{5}{12} \frac{1}{Q^8} g^2 \langle 2O_1 - O_2 \rangle, \quad (17)$$

其中 $T_0(Q^2)$ 相应于微扰部分圆圈的贡献, 并且

$$T_0(Q^2) = \frac{1}{20\pi^2} \ln \frac{\mu^2}{Q^2}, \quad (18)$$

$$O_1 = \langle f^{abc} G_{\mu a}^b G_{\nu a}^c \rangle^2, \quad (19)$$

$$O_2 = \langle f^{abc} G_{\mu\nu}^b G_{\alpha\beta}^c \rangle, \quad (20)$$

因此
$$T(Q^2) = \frac{1}{20\pi^2} \ln \frac{\mu^2}{Q^2} + \frac{5}{12} \frac{g^2}{Q^8} \langle 2O_1 - O_2 \rangle, \quad (21)$$

$$\begin{aligned} \Pi_{\mu\nu, \mu'\nu'}(Q^2) &= -q^4 \eta_{\mu\nu, \mu'\nu'} \cdot T(Q^2) \\ &= -\eta_{\mu\nu, \mu'\nu'} \left\{ \frac{Q^4}{20\pi^2} \ln \frac{\mu^2}{Q^2} + \frac{5}{12} \frac{g^2}{Q^4} \langle 2O_1 - O_2 \rangle \right\}. \end{aligned} \quad (22)$$

应用文献[22]的结果, 我们得到 $\langle 2O_1 - O_2 \rangle$ 为

$$\langle 2O_1 - O_2 \rangle = -\frac{3}{16} \langle G^2 \rangle^2, \quad (23)$$

其中 $\langle 0 | \frac{\alpha_s}{\pi} G^2 | 0 \rangle = 0.012 \text{ GeV}^4. \quad (24)$

应注意的是: 在计算 $\langle 2O_1 - O_2 \rangle$ 时, 维数单元的不确定性会引起胶子球质量预言有 10% 左右的误差.

和前面介绍的一样, 在进行了 Borel 变换之后, 我们得到了求和规则:

$$\begin{aligned} \frac{10\pi}{M^6} \int ds e^{-s/M^2} \text{Im} T(s) \\ = 1 - \frac{25\pi^5}{8\alpha_s(M^2)} \frac{\langle (\alpha_s/\pi) G^2 \rangle}{M^8}. \end{aligned} \quad (25)$$

应用(24)式, 我们得到了标度因子

$$\frac{25}{8} \frac{\pi^5}{\alpha_s(M^2)} \langle \frac{\alpha_s}{\pi} G^2 \rangle^2 = \langle \Delta^2 \rangle^4, \quad (26)$$

$$\Delta^2 \cong 0.86 \text{ GeV}^2, \quad (27)$$

其中 $\alpha_s(M^2) \cong 0.25. \quad (28)$

现在我们就得到

$$M_{2^{++}, \text{glueball}}^2 \cong (1.6 \text{ GeV})^2. \quad (29)$$

与实验数据 $M_{2^{++}, \text{glueball}}^2 = 2.23 \text{ GeV}$ 相比, 其差别是

由于 $\text{Im} T(s)$ 随 s 的增加 ($\text{Im} T(s) \sim s^2$) 而引起的. 对于给定的 M^2 , 进入求规则的积分

$$\int ds e^{-s/M^2} \text{Im} T(s), \quad (30)$$

主要由于 $s \approx 2 M^2$ 的区域的贡献而使该积分饱和. 方程(29)的值是 $M_{2^{++}, \text{glueball}}$ 的下限值, 要得到更精确的 $M_{2^{++}, \text{glueball}}$, 我们利用下面的处理方法. 考虑比率

$$F(M^2) = \frac{\int s \exp(-s/M^2) \text{Im} T(s) ds}{\int s \exp(-s/M^2) \text{Im} T(s) ds}. \quad (31)$$

虽然, 对于所有 M^2 , $M_{2^{++}}^2 < F(M^2)$, 并且 $M_{2^{++}}^2 = F(M^2 \rightarrow 0)$. 理论上, 我们只知道 $F(M^2)$ 展开式中的前两项:

$$F(M^2) = 3M^2 \left(1 + \frac{4}{3} \left(\frac{\Delta^2}{M^2} \right)^4 + \dots \right). \quad (32)$$

(32)式表明, $M^2 \rightarrow 0$ 是不可能的. 然而能够找到 $F(M^2)$ 的极小值. 如果对于不太小的 M^2 , 这个极小值存在, 可得到关于 $M_{2^{++}}^2$ 的一个可靠的上限, 即

$$\begin{aligned} M_{2^{++}}^2 &\leq \min_{M^2} \left\{ 3M^2 \left(1 + \frac{4}{3} \left(\frac{\Delta^2}{M^2} \right)^4 \right) \right\} \\ &= 4\sqrt{2}\Delta^2 \approx (2.2 \text{ GeV})^2. \end{aligned} \quad (33)$$

这个极小是在 Borel 质量 $M^2 = \sqrt{2}\Delta^2$ 时得到的, 而在这点, 级数的修正只有三分之一左右, 所以计算的张量胶子球(2⁺⁺)的质量 $M_{2^{++}}$ 基本上是正确的.

4 结论

本文介绍了 QCD 求和规则近似, 并用它计算了张量胶子球(2⁺⁺)的质量 $M_{2^{++}}$, 基于二重性假定和算符乘积展开以及 Borel 变换, 我们预言了张量胶子球(2⁺⁺)的质量 $M_{2^{++}} = 2.2 \text{ GeV}$. 这个理论预言与实验观察值 $M_{2^{++}}^{\text{exp}} = 2.23 \text{ GeV}$ 很接近, 既理论与实验结果一致为实验寻找张量胶子球(2⁺⁺)的研究提供了理论参考和支持.

参 考 文 献:

- [1] Gell-Mann M. Symmetries of Baryons and Mesons[J]. Phys Rev, 1962, **125**: 1 067.
- [2] Michael C. Glueball, Hybrid and Exotic Mesons, Structure of Hadrons [A]. In: Feldmeier H. Proceeding International Workshop on Gross Properties of Nuclei and Nuclear Excitation[C]. Austria; Hirschegey, 2001, 107.
- [3] Fritzsche H, Monkowski H. Tensor Glueball[J]. Nuovo Cimento, 1975, **A30**: 393.
- [4] Carlson C E, Hansson T H, Peterson C. Meson, Baryon and Glueball Masses in the MIT Bag Model[J]. Phys Rev, 1983, **D27**: 1 556.
- [5] Morningstar C, Peardon M. Efficient Glueball Simulations on Anisotropic Lattices[J]. Phys Rev, 1997, **D56**: 4 043.
- [6] Seth K K. Present Status of Glueball Searches[J]. Nucl Phys, 2000, **A675**: 25c.
- [7] Bjorken J D. Elements of Quantum Chromodynamics[A]. In Proceeding SLAC Summer School on Particle Physics [C]. Stanford; 1979, SLAC Rep, 1980, **224**: 219.
- [8] Colangelo P, Khodjamirian A. QCD Sum Rules, a Modern Perspective[Z]. hep-ph/0010175, 16 Oct, 2000.
- [9] Novikov V A. Are All Hadrons Alike ? [J]. Nucl Phys, 1981, **B191**: 301.
- [10] Sexton J. Numerical Evidence for the Observation of a Scalar Glueball[J]. Phys Rev Lett, 1995, **75**: 4 563.
- [11] Anisovich V. Observation of Two $J^{PC} = 0^{++}$ Isoscalar Resonances at 1 365 and 1 520 MeV[J]. Phys Lett, 1994, **B323**: 233.
- [12] Amster C. Proton-antiproton Annihilation and Meson Spectroscopy with the Christal Barrel[J]. Rev Mod Phys, 1998, **70**: 1 293.
- [13] Bai J Z, Chen G P, Chen H F, *et al.* BES Collaboration, Study of $\xi(2\ 230)$ in J/ψ Radiative Decays[J]. Phys Rev Lett, 1996, **76**: 1 502.
- [14] Baltrusaitis R H, Becker J J, Blaylock G T, *et al.* Observation of a Narrow $K\bar{K}$ State in J/ψ Radiative Decays[J]. Phys Rev Lett, 1986, **56**: 107.
- [15] Aguilar-Benitez M, Barnett R M, Caso C, *et al.* Particle Data Group, Review of Particle Properties [J]. Phys Lett, 1990, **B239**: 1, North-Holland, 1990, April.
- [16] Goldfrey S, Kokoski R, Isgur N. $\xi(2\ 230)$, An $L=3\ s\bar{s}$ Meson[J]. Phys Lett, 1984, **B141**: 439.
- [17] Chao K T. $\xi(2\ 230)$ May be a Hybrid State[J]. Phys Rev Lett, 1988, **60**: 2 579.
- [18] Ono S. , $\xi(2\ 230)$ A $\Lambda\bar{\Lambda}$ Bound State Rather than an Orbitaly Excited Quarkonium State [J]. Phys Rev, 1987, **D35**: 944.
- [19] Pakavasa S, Suzuki M, Tuan S F. The $\xi(2\ 230)$ Puzzle[J]. Phys Lett, 1984, **B145**: 135.
- [20] Chosowitz M S, Sharpe S R. Glueball and Meiktons which Decays Nuclei- kaon States[J]. Phys Lett, 1983, **B132**: 413.
- [21] 何汉新. 核子(强子)结构和性质的 QCD 研究[J]. 原子核物理评论, 2000, **17**: 22.
- [22] Ward B F L. Glueball Theory of the $\xi(2\ 230)$ [J]. Phys Rev, 1985, **D31**: 2 849.
- [23] Yndurain F Y. Quantum Chromodynamics, an Introduction to the Theory of Quarks and Gluons[M]. Springer-Verlag, 1983, 1—4. ; Muta T. Foundation of Quantum Chromodynamics, an Introduction to Perturbative Methods in Gauge Theory[M]. Singapore, World Scientific, 1987, 10—69.

Mass of Tensor Glueball (2^{++}) in QCD Spectral Sum Rules*LU Juan¹, ZHOU Li-juan¹, ZHU Ji-zhen¹, MA Wei-xing^{1,2}

(1 Department of Information and Computing Science, Guangxi University of Technology, Liuzhou 545006, Guangxi, China;

2 Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China)

Abstract: The mass of the tensor glueball (2^{++}) is calculated in quantum chromodynamics(QCD) spectral sum rules. The theoretical prediction is in good agreement with the measurements of BES collaboration at BEPC, Beijing and MARK III, which indicates that the mass of the tensor glueball may be around 2. 23 GeV.

Key words: quantum chromodynamics; quantum chromodynamics sum rule; tensor glueball

* **Foundation item:** National Natural Science Foundation of China(19975053, 19835010, 10075081)